

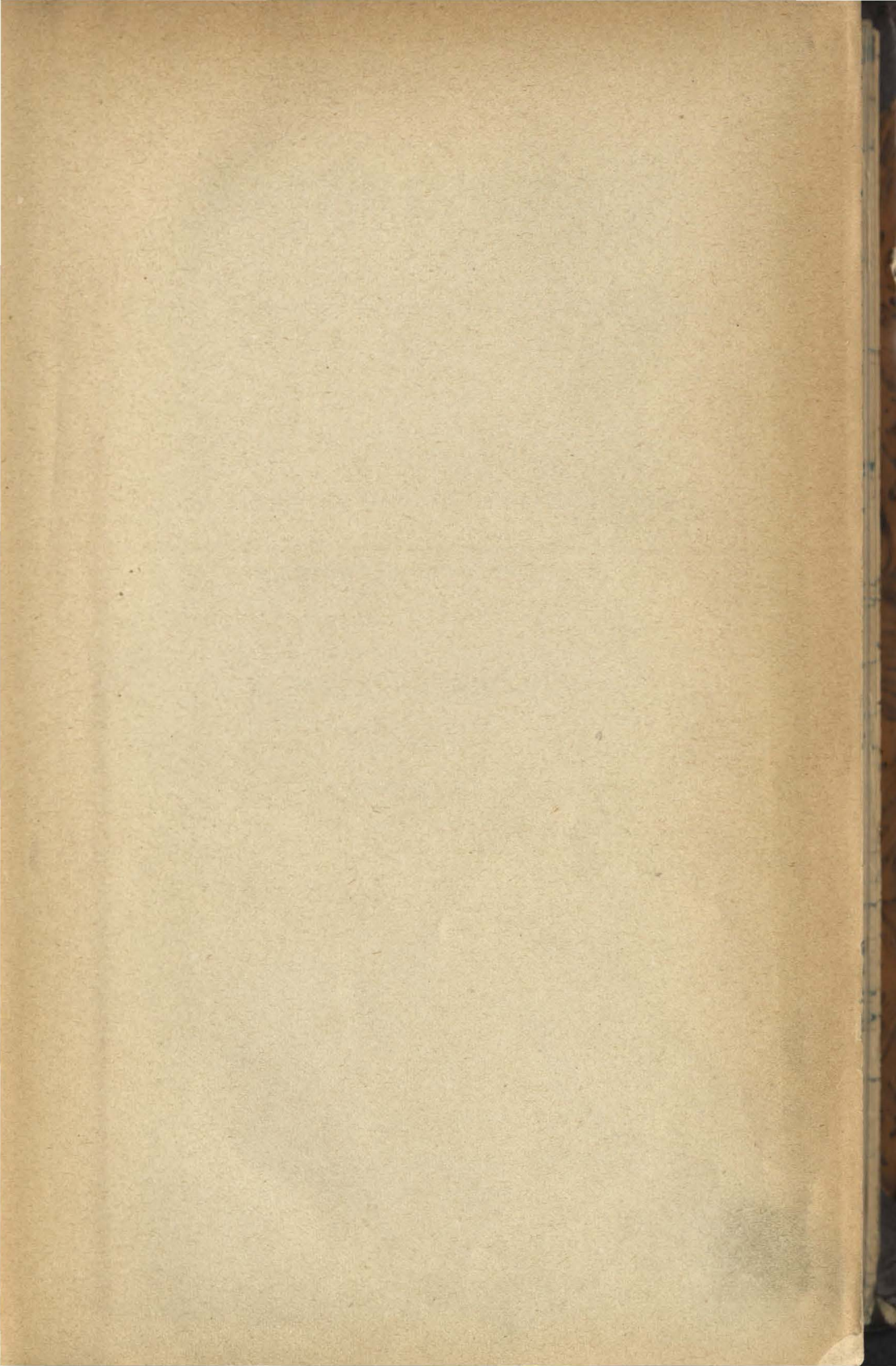
Math. O.

424

7

Digitizálta
a Magyar Tudományos Akadémia Könyvtár
és Információs Központ





É R T E K E Z É S E K
A M A T H E M A T I K A I T U D O M Á N Y O K K Ö R É B Ő L.

K I A D J A A M A G Y A R T U D O M Á N Y O S A K A D É M I A.

A I I I . O S Z T Á L Y R E N D E L E T É B Ő L

S Z E R K E S Z T I

S Z A B Ó J Ó Z S E F

O S Z T Á L Y T I T K Á R .

V I I . K Ö T E T . V I I I . S Z Á M . 1 8 8 0 .

A Z

I N S T R U M E N T Á L I S F É N Y H A J L Á S

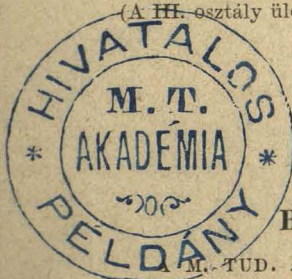
S Z E R E P E

E G Y V É N U S - Á T V O N U L Á S

P H O T O G R A P H I A I F E L V É T E L É N É L .

D r . W E I N E K L Á S Z L Ó T Ó L .

(A H I I . o s z t á l y ü l é s é n 1 8 7 9 . o k t . 2 0 . b e m u t a t t a b . E ö t v ö s L .)

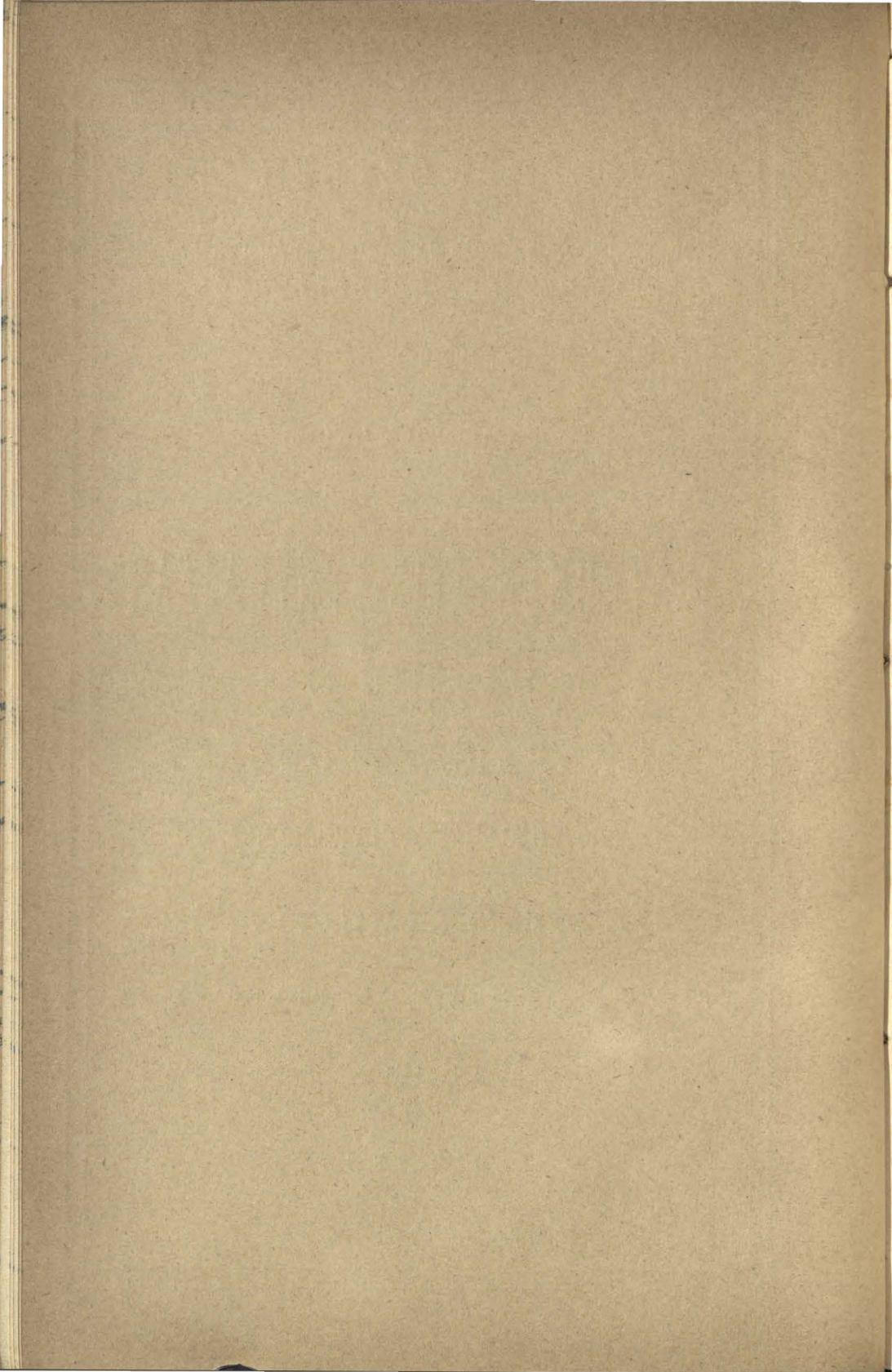


— Ars 20 kr. —

B U D A P E S T , 1 8 8 0 .

M . T U D . A K A D É M I A K Ö N Y V K I A D Ó - H I V A T A L A .

(A z a k a d é m i a é p ü l e t é b e n .)



AZ

INSTRUMENTÁLIS FÉNYHAJLÁS

SZEREPE

EGY VÉNUS-ÁTVONULÁS

PHOTOGRAPHIAI FELVÉTELÉNÉL.

DR. WEINEK LÁSZLÓTÓL.

(A III. osztály ülésén 1879. okt. 20. bemutatta b. Eötvös L.)

BUDAPEST, 1880.

A M. T. AKADÉMIA KÖNYVKIADÓ HIVATALA.

(Az Akadémia épületében.)

AZ INSTRUMENTÁLIS FÉNYHAJLÁS SZEREPE EGY VÉNUS- ÁTVONULÁS PHOTOGRAPHIAI FELVÉTELÉNÉL.

Dr. WEINEK LÁSZLÓTÓL.

Ha a Nap minden részén egyenlő fényesen sugárzó korong volna is, optikai képe a refraktor vagy teleskop gyújtópontjában még sem lenne minden részében egyenlően fényes, az ott fellépő interferentia-tünemények miatt. Ha a kép közepének intenzitása 1, úgy a fényhajlás elmélete szerint a geometriai karimáé $\frac{1}{2}$, s meglehetősen gyorsasággal fogy ezután az 0 intenzitásig.

Nagyfontosságúnak látszik e körülmény a Napphotographiánál, a mennyiben megváltoztatja a kép méreteit, a szerint, a mint az alkalmazásba vett objektív-nyílás, vagy a fényforrás intenzitása (derült ég vagy borús), az expositio tartama és a photographiai lemeznek érzékenysége változik, mint a hogy ezt az utolsó Vénus-napfelvételek az 1874. évről alaposan bizonyítják.

A következőkben részletesebben akarjuk tárgyalni ez interferentia-tüneményeket, a gyújtópontban.

A csillagászok jól tudják tapasztalásból, hogy csendes levegőnél és erős nagyításnál, valamely csillag képe egy refraktor vagy teleskop gyújtópontjában nem egy pont, hanem az objektív nagyobb vagy kisebb nyílásának megfelelően egy kisebb vagy nagyobb korongocska, körülkerítve fényes gyűrűkkel, melyek a láthatlanságig halványulnak. E korongocskákról már Herschel Vilmos is említést tesz, és Herschel János »a fényről«*) czimű értekezésében szórul-szóra megjegyzi: »Ha valamely csekély nagyítású jó messzelátón át nézünk egy fényes csillagot, úgy ez egy megsűrített csillagó fénytömegnek látszik, melynek alakja nem ismerhető

*) »On light«; németre fordította dr. Schmidt E.

fel a csillogás miatt, s mely bármily tökéletes legyen is a messzelátó, ritkán nélkülözi a kidudorodásokat. Ha azonban 200, 300, 400-szoros nagyítást alkalmazunk, akkor a csillag (csendes levegő s egyenletes hőmérsék kedvező körülményei mellett) teljesen kerek, bolygós korongnak tűnik fel, mely két vagy három, váltakozva világos és sötét gyűrűvel van körülvéve« egy későbbi helyen pedig: »Ha a messzelátónak egész nyílása van egy kör alakú diaphragmával körülhatárolva, mely lehet akár egészen közel az objektív-üveghez vagy tükörhöz, akár pedig ettől valamivel távolabb, úgy nagyobbodnak a gyűrűk a nyílás átmérőjének visszaszáránya szerint. Ha a nyílás igen kicsiny (pl. egy hüvelyk, valamely 7 lábnyi gyújtótávolsággal bíró csőnél), akkor az álkorong annyira nőtt, hogy bolygó nagyságának látszott, élesen körvonalozott s egy gyűrűvel körülvett volt, mely elég fényes volt ahhoz, hogy szembe szökjék s gyöngye színekkel festve látszassék, melyek—a korong középpontjától kezdve — a következő sorban következtek egymásra: fehér, nagyon halvány piros, fekete, nagyon halvány kék, fehér, rendkívül halvány piros, fekete. Ha a nyílás még jobban kisebbsítettett (fél hüvelykre), úgy a gyűrűk sokkal homályosabbak lettek, semhogy észrevehetőek lettek volna s a korong igen nagyobbodott, úgy, hogy a világosságnak csökkenése a középponttól a kerület felé könnyen észrevehető volt, mi által a korong ködös, üstökösszerű alakban tűnt fel.« Azon törvényt, hogy a korong nagyságának változása megfordított arányban áll az objektív-nyílás változásával, felállította Fraunhofer 1823, mint kísérleteinek eredményét.

E tűneményeket magyarázza a fény-hullám elmélete, mely megmutatja, hogy az igen nagy távolságban levő tárgytól az aplanatikus objektívra vagy a tükörre eső fényhullámnak átváltozásánál gömbhullámmá középpontjával a gyújtópontban, ennek síkjában interferentia-tűneményeknek kell fellépniök, az említett hatással. Nagyjában ez közvetlenül plausibilisnek látszik, ha megfigyeljük, hogy egy, a gyújtóponton kívül fekvő helyre nézve, a gömbhullám által egyenlő rezgési phasisokkal kiküldött elemi hullámok útkülömbőségekkel bírnak s így magokban foglalják a fény kialszásának és erősítésének föltételeit.

értékekkel bir; $T_5 - T_1 = \tau$ időköz lefolyta után tehát ismét visszanyeri eredeti nagyságát és irányát, azaz: ez idő alatt végbement egy teljes lengés. Ugyanez időben az elemi hullám is tovaközlődik egy bizonyos darabbal, melynek neve hullámhosszaság λ , longitudinálisan és egyenletesen v sebességgel, úgy hogy $\tau = \frac{\lambda}{v}$. Innen már most a állandóra nézve $\frac{2\pi}{\lambda} v$ és a $dxdy$ helyben való rezgési gyorsaságra nézve T időkor

$$\sin \left(\frac{2\pi}{\lambda} v T \right)$$

értékek következnek. Az általánosabb eset az, midőn $T=0$ időre vonatkozó rezgési gyorsaságot nem vesszük $= 0$ -sal.

Ezen esetnek $\sin \frac{2\pi}{\lambda} (v T - \alpha)$

felel meg. Ezen $dxdy$ -ban levő pillanatnyi rezgési állapottal nem egyezik meg ugyanazon időkor az M pontban levő; azon rezgési állapotnak t. i., ha $dxdy$ -nak távolsága M -tól $= q$, $\frac{q}{v}$ időre van szüksége, hogy M -be jöjjön. Másrészt azon állapot, a melyben egy bizonyos pillanatban M van, $dxdy$ -ra nézve $\frac{q}{v}$ időrésszel a multban van. Ezek szerint tehát

$\sin \frac{2\pi}{\lambda} \left[v \left(T - \frac{q}{v} \right) - \alpha \right] = \sin \frac{2\pi}{\lambda} (v T - q - \alpha)$ jelenteni fogja a rezgési sebességet M -ben T időkor, $\sin \frac{2\pi}{\lambda} (v T - \alpha)$ jelenteni

fogja a rezgési sebességet $dxdy$ -ban T időkor és $-\sin \frac{2\pi}{\lambda} \alpha$ jelenteni fogja a rezgési sebességet $dxdy$ -ban 0 időkor. Legyen (1. ábra) $OF=z$, $FM=d$, $dxdy$ $F=f$; akkor

$$q^2 = z^2 + y^2 + (d-x)^2$$

$$f^2 = z^2 + y^2 + x^2$$

s ezekből közelítőleg $q = f - \frac{xd}{f}$. Az összes állapot M -ben T időkor, a mint az az objectivnek valamennyi lapeleméből ered, ki van fejezve ennél fogva e kettős integrál által:

$$\iint \sin \frac{2\pi}{\lambda} \left(v T - f - \alpha + \frac{d}{f} x \right) dxdy,$$

mely az objectivnek az irányban való nyílási paraméternek bevezetése által rögtön ez egyszerű integrállá:

$$\int (y_1 - y_0) \sin \frac{2\pi}{\lambda} (vT - f - \alpha + \frac{d}{f} x) dx$$

alakul át. Az objektívnek kör alakú nyílására nézve, áll, hogy
(2. ábra) $y_1 - y_0 = 2 \sqrt{r^2 - x^2}$

s így következik, hogy M -ben a rezgési sebesség

$$2 \int_{-r}^{+r} \sqrt{r^2 - x^2} \sin \frac{2\pi}{\lambda} (vT - f - \alpha + \frac{d}{f} x) dx$$

mely kifejezés, — ha a sinust kifejtjük és megfigyeljük, hogy a határozott integrál

$$\int_{-r}^{+r} \sqrt{r^2 - x^2} \sin \left(\frac{2\pi d}{\lambda f} x \right) dx \text{ a páratlan}$$

függvény miatt minden körülmény közt zero

$$2 \sin \frac{2\pi}{\lambda} (vT - f - \alpha) \int_{-r}^{+r} \sqrt{r^2 - x^2} \cos \left(\frac{2\pi d}{\lambda f} x \right) dx$$

-be megy át. Ha most itt

$$\frac{x}{r} = \omega \text{ és } \frac{2\pi}{\lambda} \frac{d}{f} r = n$$

tétezik, nyerjük végre

$$4r^2 \sin \frac{2\pi}{\lambda} (vT - f - \alpha) \int_0^1 \sqrt{1 - \omega^2} \cos n\omega d\omega.$$

Ez

$$\varphi(n) = \int_0^1 \sqrt{1 - \omega^2} \cos n\omega d\omega$$

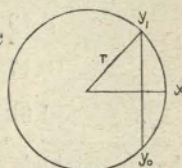
integrálnak megfejtése, mely itt mellőzhető, a következő vég-nélküli sor:

$$\varphi(n) = \frac{\pi}{4} \left[1 - \frac{1}{2} \frac{n^2}{2^2} + \frac{1}{3} \frac{n^4}{(2.4)^2} - \frac{1}{4} \frac{n^6}{(2.4.6)^2} + \dots \right]$$

mely $n < 1$ értékre gyorsan összehajlik. Tehát n -nek, s így d -nek is e függvényével arányos a rezgési sebesség az M pontban. Ha csak a gyújtósíknak relativ viszonyairól van szó, akkor e képlet kifejezheti egyúttal a rezgési gyorsaságot és

$[\varphi(n)]^2$ a fényintenzitást az M pontban. A $\frac{\pi}{4}$ együtthatónak

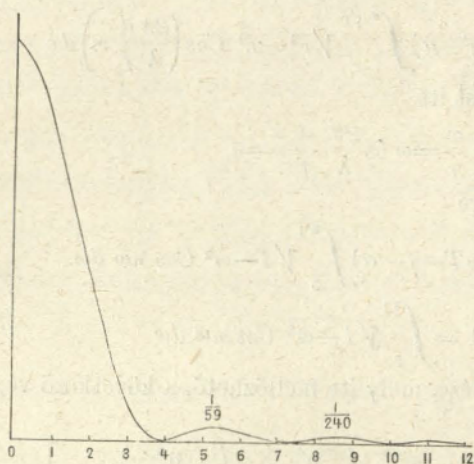
elhagyásával, mely az aránylagossági tényezőben foglaltnak tekinthető, kiszámítja már most André a sebességet és intenzitást $n=0.0$ -tól $n=12.0$ -ig 0.2 -nyi közzel. Ez intenzitási táblázatnak jellemző értékei a következők:



2. ábra.

n	intensitás	
0	1	I. maximum
3.85	0	
5.23	1	II. »
	59	
7.14	0	
8.43	1	III. »
	240	
10.17	0	
11.63	1	IV. »
	620	

Az intensitások a 3. ábrában ordináták által, a 4. ábrában árnyékolás által vannak szemléltetvé téve.



3. ábra.



4. ábra.

Hogy meg-
nyerjük az összes
tüneményeket a
gyujtósíkban, az
intensitási görbét
forogva kell kép-
zelnünk egy ten-
gely körül, mely
a kép közepén
megy át s mely
merőlegesen áll a
gyujtósíkra, mi
által egy fényhaj-
lási test (Solide
de diffraction) ke-
letkezik, melynek
térfogat elemei
kifejezik az inten-
sítást azok alap-
síkjainak helyén.

E szerint valamely csillag 'képe a gyujtósíkban nem mint pont jelenik meg, hanem mint korongoska bizonyos kiterjedéssel és szabályosan egymásra következő fénygyűrűkkel, melyeknek intensitása a középtől kezdve a szélek felé fokozatosan fogy. A legnagyobb intensitás van a kép középpontjában; inét lassankint fogy a fényesség a 0 értékig (első sötét gyűrű),

azután megint egy maximum következik, mely azonban már lényegesen gyöngébb mint az a középén, innen túl ismét o lesz s. i. t., míg a későbbi maximumok gyenge fényerősségök miatt már többé nem lesznek észrevehetők. (5. ábra.) Egyúttal az is könnyen megérthető, hogy ha a csillag fényesebb, ha tehát a fényintenzitás már a középpontban nagyobb, akkor több maximum lép föl, úgy hogy a csillag több gyűrűvel látszik körülvettnek.

Hogy a csillag legbelső fényes korongcskájának s a gyűrűknek átmérője megfordított viszonyban van az objektívnek nyílásával, az közvetlenül következik ez összefüggésből

$$n = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{d}{f} r.$$

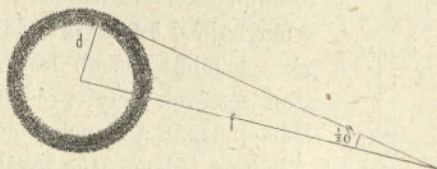


5. ábra.

Mivelhogy $2r = O$ és $\frac{d}{f} = \frac{1}{2} \delta \sin I''$ (6. ábra), azért azon δ szög, mely alatt látszik a korongocska, illetőleg a gyűrű az objektívtől

$$\delta = n \frac{2\lambda}{2 \sin I''} \frac{1}{O}.$$

$n = 3.85$ értékre nézve megnyerjük az objektív-nyílásnak megfelelő szélességét a legbensőbb korongnak; ez minden objektívre nézve egy jellemző állandó. Találtatott, hogy ez állandó egy 10 centimeter nyílású objektívnél (ezt tökéletesen aplanatikusnak



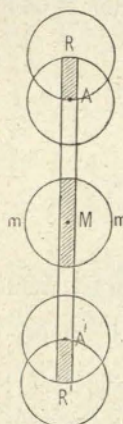
6. ábra.

véve) és a legintenzívebb sárga sugárnak hullámhosszágánál $\left(\frac{2\lambda}{\pi \sin I''} = 72.7 \right) = 2''.80$. Tőle függ a többi között a messzelátónak szétbontási ereje, a kettős csillagok észlelésénél; minél kisebb ez fényhajlási állandója valamely messzelátónak, annál nagyobb annak szétválasztási ereje.

Mellőzvéen Andrének a gyűrűalaku objektívnyílásra (mikor t. i. az objektívnek közepe besötétítettik) és az osztott objektívre (Heliometer) vonatkozó kutatásait, át akarunk térni rögtön azon esetre, midőn a fényforrás észrevehető kiterjedés-

sel bír. Miután ez fénylő pontok összegének tekintendő, melyek a legkülönbözőbb rezgési állapotokban lévén, semminemű irányban sem eredményezhetnek interferenciát, hanem mindig csak az elemi intenzitásoknak összegét: megnyerjük a fényhajlási hatást M -ben, hogyha a fényforrásnak minden egyes fénypontjára nézve az objektív-nyílásnak megfelelő fényhajlási testet gondoljuk a fennebbiek szerint megszerkesztve s összegezzük mind azt, a mi ezen testekből M fölött elterül. Ez egyjelentésű avval, hogy mi csak *egy* fényhajlási testet szerkesztünk meg, melynek tengelye azonban M -en megy át, s e testnek azon térfogatrészét, mely a forrás geometriai képe fölé esik, az M -ben levő intenzitásnak képviselőjéül tekintjük. E tantétnek alkalmazása által könnyű lesz majd felismerni, bárminő alakú fokális képnek fényhajlási tüneteinek.

Vizsgáljuk meg mindenekelőtt valamely fényvonalnak vagyis valamely igen keskeny résnek a képét. Föltéve már, hogy az M pont, melynek interferencia-állapota kifürkészendő, a rés közepén fekszik és hogy mm' átmérője az alkalmazott objektív-nyílásnak megfelelő fényhajlási övnek, azaz az utolsó még látható fényhajlási gyűrűnek (7. ábra), akkor az M -beni



7. ábra.

intenzitást adja ez övnek sraffirozott czikke a fényvonalból. Az változatlan marad A pontig, hol a fényhajlási öv egyik oldala éppen éri a vonal végét. A fölött kisebb lesz az intenzitás az övnek azon részével, mely a résnek végén túl esik, míg R -ben, magán a résnek végén, csak fél akkora mint A -ban és M -ben. Még tovább folytonosan csökken s elenyézik, mihelyt a fényhajlási gyűrűnek másik vége eléri a résnek végét. A tükeny tehát a fényvonal irányában a következő: A -tól A' -ig ugyanazon intenzitás uralkodik, mint a közepén; tovább csökken a képnek fénye, R - és R' -ben már csak fél-akkora, s innen túl folytonosan homályosodik a o értékig. Geometriai széle tehát egy fényhajlási öv által befödöttnek látszik, melynek kiterjedése annál nagyobb, mennél kisebb a nyílás. Más viszonyok lépnek fel a fényvonalra merőleges irányban. Valamennyi pont, melyek egy, a fényvonallal párhuzamos egyenesben oldalt fekszenek, egyelön

intenzitással bir, mivel mindegyikre nézve a fényhajlási test czikke egyenlő. Ha M pontot oldalt mindig tovább mozditjuk, akkor a cikkek nem csak a fényhajlási öv húrjainak arányában folyton kisebbednek, hanem fokozatosan a fényhajlási testnek minimumaira és gyengébb maximumaira is találunk, úgy hogy ez tünemény ránk azt a benyomást teszi, hogy a fényvonalra merőlegesen s ezenkívül ismét — mint egy fénypontnál — váltakozva fénymaximumok és minimumok lépnek fel, azon különbséggel azonban az előbbire való tekintettel, hogy ezen minimumok nem jelentik a világosságnak teljes megszűnését. És valóban, ha M egy sötét gyűrűben feküdne (8. ábra), melynek m a középpontja, akkor a résnek $m_1 m_2$ pontjaiból is egy nagyobb átmérőjű fényes gyűrű esnék M -re, mely gyűrű M -nek sötétségén változtatna. Ha s jelenti a fényhajlási öv által lemetezett húr hosszúságot, akkor könnyű kiszámítani
$$\int_{-\frac{s}{2}}^{+\frac{s}{2}} \varphi(n) ds$$

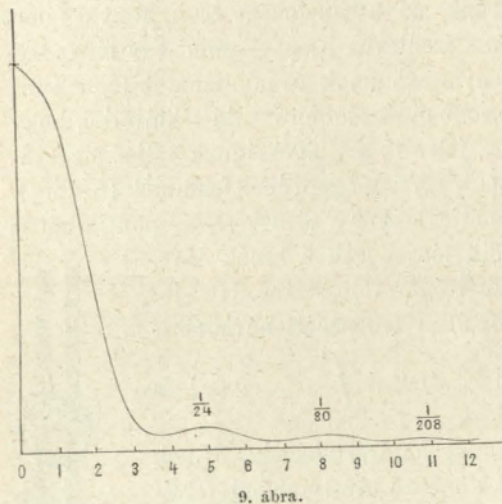
integrálnak értékét n egy határértékének s M -nek a fényvonalától való különböző távolságainak felvétele mellett. André véghezviszi e számítást $n=0$ távolságtól azon távolságig, hol a fényhajlási öv határa még csakhogy érinti a fényvonalat ($n=13.0$) s nyeri a következő számokat:

n	intenzitás	
a fényvonal éle: 0.0	1	
3.55	$\frac{1}{34}$	I. minimum
4.65	$\frac{1}{24}$	
6.80	$\frac{1}{115}$	II. »
8.00	$\frac{1}{80}$	
9.60	$\frac{1}{419}$	III. »
11.00	$\frac{1}{208}$	
13.20	$\frac{1}{10000}$	IV. »



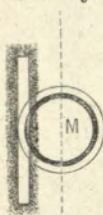
8. ábra.

melyeknek képét a 9. ábra tünteti elő. Eltekintve attól, hogy most a minimumok értéke nem 0, megfigyelendő még, hogy a fényvonal eseténél az első minimum sokkal közelebb fekszik a geometriai képhez, mint a fénypont eseténél. E tényeket már Fraunhofer ismerte fel.



Képzeljük azt, hogy a fényvonal mindinkább szélesedik (10. és 11. ábra), akkor könnyen belátható, hogy az M pontnak az éltől való ugyanazon távolsága mellett a minimum mindinkább világosodik, míg végre a fénylapnak elegendő szélességénél megszűnnek a maxi-

mumok és minimumok közti különbségek s a világosságnak elhalványulása átmenetes lesz úgy, mint a fenti fényvonal végein.



10. ábra.



11. ábra.

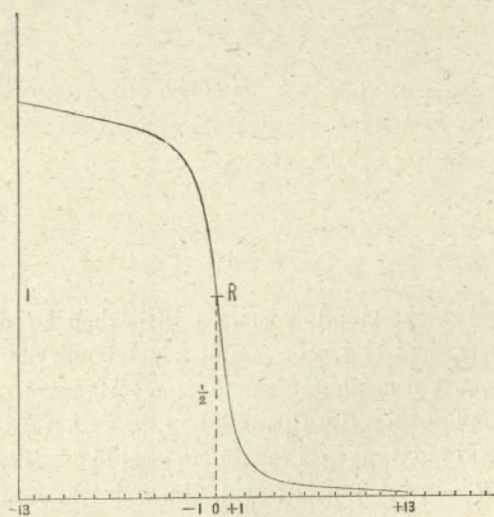
Ugyanekkép áll a dolog egy fénylő korong képénél is, ha a korong szögátmérőjét folytonosan nagyobb-nak és nagyobb-nak gondoljuk. A korong kis kiterjedésénél az intenzitás a középtől kezdve folytonosan csökken a mértani kerület felé, míg ez világos és relative sötét gyűrűk sora által körítetik. Ez utóbbiak azonban mindinkább kevésbé különböznek egymástól, mennél nagyobb lesz a korong átmérője. Ha ez végre eléri az objektív-nyílást jellemző fényhajlási test átmérőjének nagyságát, akkor egészen eltűnnek e minimumok s a fokaliskép mint egy világos korong tűnik fel, melynek intenzitása legnagyobb a középpontban s innen az fokozatosan csökken a láthatatlanság határáig.

A nap képénél tehát, melynek átmérője a

André ez esetre is kiszámít egy hosszadalmas táblázatot n -nek 0.2-től 0.2-ig haladó értékeire nézve; ez táblázatból vannak átvéve a következő számok:

A Nap szélén belül		A Nap szélén		A Nap szélén kívül.	
n	Intensitás	n	Intensitás	n	Intensitás
—13.0	1.0000	0.0	0.5000	+1.0	0.2407
12.0	0.9998			2.0	0880
11.0	9989			3.0	0416
10.0	9977			4.0	0318
9.0	9967			5.0	0205
8.0	9940			6.0	0124
7.0	9908			7.0	0092
6.0	9877			8.0	0061
5.0	9795			9.0	0034
4.0	9684			10.0	0024
3.0	9585			11.1	0013
2.0	9121			12.0	0002
—1.0	7594			13.0	0000

A 13. ábra elénk tárja a tűnemény egész lefolyását.



13. ábra.

A Vénus-korongnál, melynek a széle, viszonyítván ezt a fényhajlási öv kiterjedéséhez, már többé nem tekinthető egyenes vonalnak, könnyű belátni, hogy az $\frac{1}{2}$ intensitás nem a geometriai kerületbe esik, hanem valamivel ezen belül, általában, hogy fényhajlási viszo-

nyai nem egyeznek meg a Napéval.

Mivel a szem csak bizonyos határig terjedő intenzitásos-

kat képes felfogni, azért a Nap, Hold s a bolygók képei kiterjedése egy az alkalmazott műszer teljes nyílásának megfelelő, minden egyes tárgyra nézve jellemző állandó, melyet André instrumentális fényhajlási állandónak nevez. Midőn felveszi, hogy a szem képes még a középső állandó intensitásnak $\frac{1}{30}$ részét észrevenni, nyeri a Napra nézve látáshatárul, a fenti táblázat szerint, $n=3.8$ és evvel együtt egy 10 centimeter nyílásu aplanatikus objektivre és a sárga sugárra nézve, az észlelt Nap-kerületnek a geometriaitól való távolságául $1''.4$ tehát az átmérőnek a fényhajlás okozta meghosszabbodásául $2''.8$.

Ha ugyanazon műszernél változtatjuk a nyílást s ha a fényforrás oly intensív, hogy a képnek ez által keletkezett fényváltozásai tekintetbe sem jöhetnek, akkor az n határértéket kíséreltileg is meghatározhatjuk; ugyanis, ha D jelenti a geometriai, Δ az észlelt átmérőt és c az instrumentális fényhajlási állandót, akkor

$$\Delta_1 = D + c_1 = D + n \cdot 72,7 \frac{1}{O_1}$$

$$\Delta_2 = D + c_2 = D + n \cdot 72,7 \frac{1}{O_2}$$

tehát

$$n = \frac{\Delta_1 - \Delta_2}{72,7 \left(\frac{1}{O_1} - \frac{1}{O_2} \right)}$$

E mennyiségnek alkalmazása képesít minket, egymásra visszavezetni a különféle műszerekkel és különböző nyílásokkal meghatározott átmérőket, másrészt összehangzásba hozni a Holdnak s bolygóknak éjjeli észleleteit a nappaliakkal, különösen azokkal, a melyeknél ez égitestek a Nap korongja előtt elvonulnak. Ha ugyanis az instrumentális fényhajlási állandót az éjjeli észleléseknél c_n , a nappaliaknál pedig c_d -vel jelöljük, akkor állandó O nyílásnál

$$c_n = n_n \cdot A \cdot \frac{1}{O}$$

$$c_d = n_d \cdot A \cdot \frac{1}{O}$$

következőleg

$$\Delta_d = \Delta_n - \frac{A}{O} (n_n - n_d).$$

Hasonlóképen rögtön megnyerjük a fennebbiekből a nappali észlelésekre vonatkozó nyílásreductiót, hogy az éjjeli észlelésekkel megegyező átmérőt megnyerjük, a

$$c_n = n_n \frac{A}{O} = n_d \frac{A}{O'}$$

és

$$\frac{O'}{O} = \frac{n_d}{n_n}$$

egyenletekből.

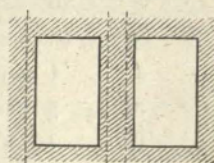
Részint különös kísérletek által, részint a Merkur- és Vénus-átvonulásokról, továbbá a Vénusnak nappali és éjjeli észleléseiről szóló meglevő anyagnak meghányása által megerősíti André az elméletből vont következtetéseket s eredményül nyeri: *Hogyha valamely bolygó a Nap előtt elvonul, akkor geometrikus átmérője a műszernek 10 centiméternyi nyílásánál 2."634 ívmásodpercczel kisebbítettik.*

Most át akarok térni, miként viselkedik a photographia valamely refraktor vagy teleskop gyújtópontjában megjelenő s fényhajlítás által modifikált képpel szemben.

Minden photographus tudja tapasztalásból, hogy világos alapon levő sötét tárgyak körvonalainak élessége a hosszash exponálás által megsemmisül, hogy pl. villámhárítók, melyek fehér felhőmezőre vannak vetve, a képből gyakran egészen eltűnnek. Ezen tűneményt chemiai irradiationnak nevezték el s akkép magyarázták, hogy a chemiai hatás lassankint tovahalad a geometriai kép határán túl. A párisi Angot-é az érdem, hogy e felfogás alaptalanságát számos érdekes kísérletek által sikerült kimutatnia, melyek az 1877. Monthly notices májusi füzetében le vannak írva, s hogy valamennyi erre vonatkozó tény, fényhajlási tűneményekre vezetett vissza. Erre vonatkozólag különösen irányadónak tekinthető, hogy megfelelő rövid expositionál az említett sötét tárgy világos alapon nemcsak hogy nem veszít kiterjedésben, hanem inkább nyer.

Kísérleteihez Angot, Andrénak kísértője Noumeába, Uj-Caledoniában az 1874. Vénus-expeditió alkalmával, ez expeditionnak egy 0.13 méter nyílású és 3.80 méter gyújtótávolságú photographiai készülékét használta, mely a két objectiv-lencsének egymástól való távolságának megváltoztatása által che-

miai sugarakra nézve achromatikussá tétetett. A főlvételek egyenest a gyújtópontban történtek, minden nagyítás nélkül. Photographiai tárgy volt egy kettős rés, mely alakra nézve megegyezett két — egy sötét válaszfal által elkülönített — transparens derékszögű egyenközzel (14 ábra); e kettős rés az »École normale supérieure« csarnokaiban volt felállítva 87 méternyi távolságra a messzelátótól. A megvilágítás hátulról történt, Drummond-féle fény által. Hogy egyenlőkép megvilágítottak lássék, mindkettő tejüveggel volt befödve. E kettős résről különféle modalitások közt felvett képeknek megmérése egy készülékkel történt, melynek segítségével még a millimeternek $\frac{1}{500}$ részét is biztosan lehetett leolvasni. E mennyiségnek a photographián megfelelt 0.109 ívmásodperc.



14. ábra.

A kettős rés arra képesít minket, hogy nemcsak a geometriai kép méretváltozásainak értelményét határozhassuk meg, hanem azoknak abszolút értékét is, mely a befolyásos tényezők (u. m. az expositió tartama, a fényforrás intenzitása, a lemez érzékenysége, az objektív átmérője s a lemez chemiai állapotának módosulása) változásának eredménye — mert a világos egyenköznek nagyobbodása egyenlő a sötétnek kisebbedésével. Ha ugyanis a magán a tárgyon megmért szélessége a világos egyenköznek, b pedig a sötété, ha továbbá $a' b'$ a megfelelő értékek a képsíokban és $l d$ a photographiai képen véghezvitt mérések eredményei, akkor adótnak látszik:

$$l + d = a' + b' = m$$

és

$$\frac{a'}{b'} = \frac{a}{b} = n,$$

mely egyenletekből

$$l = a' + 2\alpha, d = b' - 2\alpha$$

s így α -nak azaz a világos egyenköznek egyoldalú nagyításának abszolút értéke következik. Az $l + d$ mennyiségnek különböző expositió-tartam melletti állandós volta igen kielégítőnek bizonyult. Angot ugyanazon Daguerreotyp-lemezre nézve egymásmellé véghezvitt 7 főlvetelénél a következő számokat nyeri:

Az expositió tartama		Szélességek $\frac{1}{500}$ mm ben		
		l	d	l + d
1	10 másodperc	593.5	192.6	786.1
2	30 »	618.5	168.6	787.1
3	40 »	624.0	163.6	787.6
4	1 perc	632.6	155.2	787.8
5	2 »	645.7	141.4	787.1
6	4 »	656.4	130.0	786.4
7	7 »	673.8	113.4	787.2,

a mikből valamely összeg közép-hibájául csak $\pm 0.61^p = 0.0012$ mm. következik. Látjuk azt, hogy mennél nagyobb az expositió tartama, annál szélesebb lesz a világos egyenköz photographiai képe. Mi abban leli magyarázatát, hogy hosszabb expositiónál a photographiai lemez érzékeny lesz a rés szélének fényhajlás okozta elmosódásai iránt. Ez érzékenység azonban nemsokára egy meghatározott határhoz közeledik, a melyen túl még egy végtelen hosszú exponálás sem eredményezne többé valami behatást.

A fényforrás intenzitásának változása, a többi körülmény változatlansága mellett adott:

Intenzitás	Phot. kép. minus geom. kép	
	$\frac{1}{500}$ mm-ben	ívmásodp.-ben.
1	+ 116.1	+ 12".66
$\frac{1}{4}$	81.0	8.84
$\frac{1}{9}$	41.5	4.52
$\frac{1}{9.5}$	+ 39.2	+ 4.27
$\frac{1}{38}$	— 22.4	— 2.44

Ha az intenzitás növekszik, akkor a fényhajlási görbe ordinátái arányosan nagyobbodnak és azon határ-ordináta, mely még képes photographiai hatást kelteni, a kerülettől távolabb fekszik. Ha az intenzitás elegendőleg kisebbedik, akkor

az a geometriai kerületen belül is eshetik s a photographiai kép kisebb lesz, mint a geometriai. Megfigyelendő, hogy az expositió tartamának s az intenzitásnak változásánál a kísérlet megmutatja, hogy az expositiónál 2 és az intenzitásnál 1 a hatás kisebb, mint az expositiónál 1 és az intenzitásnál 2, ami szintén azon hypothesis ellen szól, mely szerint a chemiai hatás kiterjednék.

Mennél érzékenyebbé tette Angot a photographiai réteget, annál nagyobb kiterjedésűnek találta a világos egyenközt; de itt — nem lévén exakt mérték az érzékenységre — nem is lehetett valamely számbeli törvényt felállítani.

Az objektív-nyílás változtatása a photographiai képen oly változásokat idézett elő, a melyekben a fényhajlási törvény ismét felismerhető volt. Hogy a képnek nagyobbodása valamivel lassabban ment véghez, mint ahogy azt az elmélet követelte, ezt Angot abból magyarázta, hogy az objektív-nyílás módosításánál a képrajzolás hibája és a fényhajlás egymás ellenében működnek. Hogy ezen kísérleteknél a kép állandó világosságúnak látszassék, az objektív-nyílás felényire redukáltatott, a fényforrás intenzitása pedig négyakkorára emeltetett. Angot felhossa ezeket a számokat:

Nyílás	Phot. kép minus geom. kép
	$\frac{1}{500}$ mm-ben
1. kísérlet $\left\{ \begin{array}{l} 1 \\ \frac{1}{2} \end{array} \right.$	$\begin{array}{l} 27.0 \\ 43.0 \end{array}$
2. kísérlet $\left\{ \begin{array}{l} 1 \\ \frac{1}{2} \end{array} \right.$	$\begin{array}{l} 50.2 \\ 72.0 \end{array}$

S midőn végre a praeparált photographiai lemez részben szétszórt fénynek kitéve s azután a kettős-résnek fölvételére alkalmazva lett, kitűnt, hogy a szétszórt fénytől eredetileg nem ért területen a kép nagyobb kiterjedésű volt. Angot így találta:

Kitéve volt a szétszórt fénynek	A kép szélessége a szétszórt fénynek kitett fél-lemezen		a ki nem tett fél-lemezen
	P		P
daguerr. lemez	{ 30 mp-ig 1 perczig 4 » }	Int.	514.9
			537.3
			563.0
Száraraz lemez	{ 1 percz 2 » 1 » 2 » }	{ Int. 1 1 4 }	584.5
			622.7
			620.5
			516.5
			558.0
			558.5
			579.0.

Mindez igen egyszerűen következik a fényhajlási tüne-
ményekből. Valamint világosabb égmezőnél valamely csillag
átmérője kisebbnek látszik, mivel a fényhajlási görbének szélső
ordinátái kiegyenlítődnek az alappal, tehát eltűnnek, épúgy
kisebb lesz itt a hatás azon részletnél, hol a fényhajlási árnyalat
egy már megvilágított területet talál. A chemiai irradiationak
hypothesis szerint azonban itt — a hatások összegeződén —
épen az ellenkezőnek kellene fellépnie, mi által e hypothesis
alaptalan volta eléggé kitűnik.

A photographiának, ez érdekes kísérletekből következ-
tethető, fölötté nagy érzékenysége a fényhajlítás által el-
mosódott képpel szemben — azt eredményezi, hogy valamely
Vénus-átvonulásnak minden egyes lemezén más Nap-, ille-
tőleg más Vénus-átmérő tűnik fel, hogy tehát az egyes felvétel
nem alkalmas a photographia hosszmértékének szögmértékre
való átalakítására. Sajnos, hogy még a két átmérőnek összege
sem tekinthető állandónak, lemezzől lemezzre — a fényhajlási
elmélet szerint, a mit is az 1874. expeditió-főlvételek általán
megerősítenek.

Ha a műszer pontosan van centrálva, úgy, hogy a képen
a világosság teljesen egyenlőképp van megoszolva, s ha a tüne-
mény tartama alatt elvonuló párák vagy felhők nem lépnek
fel, melyek a Nap intensitását különféle részeiben, különféle-
képp módosíthatják, úgy általában felvehetjük, hogy a photo-
graphiai Napkép — az optikai készülék által véghez vitt rajz-
hibák s a sugártörés befolyásának tekintetbe vétele után —
tökéletes kör, s így teljesen biztos annak középpont-meghatá-
rozása s ezzel együtt a ♀ ⊙ distantia- és a positiószög-megha-
tározások.

Ez elmékedések után két módszer, mely a Vénusnak a Nappal való érintkezésének photographiai időmeghatározására 1874-ben ajánltatott, többé alig használhatónak látszik. Értem Janssen*) módszerét, mely abban áll, hogy egyenlő, de igen kis időközökben, az időpillanatok pontos feljegyzése mellett, a photographiáknak egy egész sora vétessék fel a be- és kilépés pillanata körül, az érintkezés kifürkészésének céljából; továbbá Cornu**) módszerét, mely abban áll, hogy a

*) Méthode pour obtenir photographiquement les circonstances physiques des contacts avec les temps correspondants par M. J. Janssen (Communication faite à la Commission du passage de Vénus, dans sa séance du 15. Février 1873) Recueil de mémoires, rapports et documents relatifs à l'observation du passage de Vénus sur le Soleil. p. 295. Paris 1874. Továbbá:

On a piece of apparatus for carrying out M. Janssen's Method of Time-Photographic-Observations of the Transit of Venus By Warren de la Rue. Monthly notices, XXXIV. köt. 347. l.

**) Méthode d'observation pour le passage de Vénus et pour des éclipses de Soleil par M. A. Cornu. Recueil etc. p. 415. Cornu ez értekezésben két módszert említ, hogy az érintkezés közelségében a Nap és Vénus közti húrnak megméréséből meghatározathassék az érintkezés pillanata, a mennyiben felhasználja a következő, egyszerűen levezethető tételt: Ha az említett hűroknak fél hosszúságait ordinátáknak s a megfelelő epochákat abszcissáknak vesszük, egy ellipsist nyerünk, mely kisebbik tengelyeül bírja a bolygó átmérőjét, nagyobbik tengelyeül pedig a Nap szélén történő átvonulás tartamát. A számításnak első módja legalább is 3 hűrnak a megmérését követeli, melyeknek azonban az ellipsis csúcsának éles meghatározása miatt sem nagyon közel nem szabad feküdniök ehhez, sem egymáshoz. Fölösszámú méréseknél a legkisebb négyzetek elmélete alkalmaztatik. E módszer nem követel szögeknek vagy távolságoknak absolut megmérését, mivel úgyszólván csak egy hiba-görbét, melynek alakja ismeretes, szerkesztünk. Ezzel szemben a második módszer kiváltképen akkor pontos, ha a felvételek lehetőleg közel fekszenek az érintkezéshez; e módszer megmagyaráz minden egyes észlelést, de feltételezi a Nap és Venus átmérőjének, a relativ trajectoriának fekvésének és a relativ mozgás gyorsaságának — báresak megközelítő — ismeretét. — Egy második értekezésben: Résultats numériques relatifs à l'observation photographique de l'éclipse partielle du Soleil du 26. Mai 1873. Récueil etc. p. 429. Cornu e módszert terjedelmesen alkalmazza, mert az elmélet azt mutatja, hogy az elmékedések teljesen ugyanazok maradnak, akár igen nagynak lássék az egyik korong, a másik irányában, akár pedig egyenlőnek.

belépés után vagy a kilépés előtt észleltetik a Nap és Vénus közös húrja, s ennek törvényszerű változásából következtetés vonatik a zerohúrra, vagyis az érintkezés pillanatára. Mindkét módszernél képzelhető azon eset, hogy az időben később felvett photographia képben egy phasist repraesentál, mely az időben hátrább fekszik, azaz, hogy egy kisebbedő csepp (belépés) követ egy nagyobb csepp; egy nagyobbodó húr után következik ismét egy kisebb húr, mint a hogy ezt Angot az intenzitási és expositiói viszonyoknak önkényes változása mellett, egy mesterséges Vénus-átvonulási-modellnek felvételei által megerősítve találta.

Eddig külön megjelent É R T E K E Z É S E K a matematikai tudományok köréből.

E l s ő k ö t e t .

- I. Szily Kálmán. A mechanikai hő-elmélet egyenleteinek általános alakjáról. Székfoglaló. 10 kr.
- II. Hunyady Jenő. A pólus és a polárok. A viszonyos polárok elve 20 kr.
- III. Vész János A. Biztosítási kölcsön (új életbiztosítási nem) 20 kr.
- IV. Kruspér István. A Schwerdt-féle Comparator módosított alkalmazása 10 kr.
- V. Vész János A. Legrövidebb távolok a körkúpon. Székfoglaló 10 kr.
- VI. Tóth Ágoston. Az európai nemzetközi fokmérés és a körébe tartozó goedaetai munkálatok 20 kr.
- VII. Kruspér István. A párisi meter-prototyp 10 kr.
- VIII. König Gyula. Az elliptikai függvények alkalmazásáról a magasabb foku egyenletek elméletére 20 kr.
- IX. Murmann Ágost. Európa bolygó elemei, annak tíz első észlelt szembenállása szerint 20 kr.
- X. Szily Kálmán. A Hamilton-féle elv és a mechanikai hő-elmélet második fő tétele 10 kr.
- XI. Tóth Ágoston. A földképkészítés jelen állása, a mint az képviselve volt az antwerpeni kiállításon. Két táblával 20 kr.

M á s o d i k k ö t e t .

- I. Murmann Ágost. Freia bolygó feletti értekezés 30 kr.
- II. Kruspér István. A comparatorokról 10 kr.
- III. Kruspér István. A vonásos hosszsmértékek összehasonlítása folyadéokban 10 kr.
- IV. Feszt V. A közlekedési művek és vonalak 20 kr.
- V. Murman A. Az 1861. nagy üstökös pályájának meghatározása 20 kr.
- VI. Kruspér J. A párisi levéltári méter-rúd 10 kr.

H a r m a d i k k ö t e t .

- I. Vész János Ármin. Adalék a visszafutó sorok elméletéhez 10 kr.
- II. Konkoly Miklós. Az ó-gyallai csillagda leírása s abban történt napfoltok észlelése néhány spectroscopicus észlelés türedékeivel. 1872. és 1873. Három táblával. 40 kr.
- III. Kondor Gusztáv. Emlékbeszéd Herschel János k. tag fölött 10 kr.
- IV. B. Eötvös Loránd. A rezgések intenzitása, tekintettel a rezgés forrásnak és az észlelőnek mozgására 10 kr.
- V. Réthy Mór. A Diffraction elméletéhez 12 kr.
- VI. Martin Lajos. Az eröműtani csavarfelületek. — A vízszintes szelkerék elmélete. Két értekezés 1 fjt
- VII. Réthy Mór. A kerületre redukálható felület-egészletek elméletéhez 15 kr.
- VIII. Galgóczy Károly. Emlékbeszéd Vállas Antal k. tag felett. 10 kr.

N e g y e d i k k ö t e t .

- I. Schulhof Lipót. Az 1870. IV. sz. Üstökös definitív pályaszámítása 10 kr.
- II. Schulhof Lipót. Az 1871. II. sz. Üstökös definitív pályaszámítása. 10 kr.
- III. Szily Kálmán. A hő elmélet második főtétele, levezetve az elsőből 10 kr.
- IV. Konkoly Miklós. Csillagászati megfigyeléseim 1874 és 1875-ben. 50 kr.

- V. Konkoly Miklós. Napfoltok megfigyelése az ó-gyallai csillagdában. 40 kr.
- VI. Hunyady Jenő. A kúpszeleten fekvő hat pont feltételei egyenletének különböző alakjairól. 20 kr.
- VII. Réthy Mór. A három méretű homogén tér (u. n. nem euklidikus) siktani trigonometriája. 20 kr.
- VIII. Réthy Mór. A propeller és peripeller felületek elméletéhez. 30 kr.
- IX. Fest Vilmos. Temesi Reitter Ferencz emléke 10 kr.

Ötödik kötet.

- I. Kondor Gusztáv. Emlékbeszéd Nagy Károly r. tag felett. 10 kr.
- II. Kenessey Albert. Adatok folyóink vizrajzi ismeretéhez. 20 kr.
- III. Dr. Hoitsy Pál. Csillag-észlelés a kelet-nyugot vonalban (egy szám-táblával.) 30 kr.
- IV. Hunyady Jenő. A kúpszeleten fekvő hat pont feltételei egyenletének különböző alakjairól. (Folytatás a IV. kötetben ugyane cím alatt megjelent értekezésének.) 10 kr.
- V. Hunyady Jenő. Apollonius feladata a gömbfelületen. 10 kr.
- VI. Dr. Gruber Lajos. 24 Cassiopeiae kettős csillag mozgásáról. 10 kr.
- VII. Martin Lajos. A változtatási hánylat alkalmazása a propeller-felület egyenletének lefejtésére. 20 kr.
- VIII. Konkoly Miklós. A teljes holdfogyatkozás 1877. február 27-én és az 1877. (Borelli) I. számú üstökös szinképének megfigyelése az ó-gyallai csillagdán. 10 kr.
- IX. Konkoly Miklós. A napfoltok s a nap felületének kinézése 1876-ban (három képtáblával.) 40 kr.
- X. Konkoly Miklós. 160 álló csillag szinképe. Megfigyeltetett az ó-gyallai csillagdán 1876-ban 20 kr.

Hatodik kötet.

- I. Konkoly Miklós. Hulló csillagok megfigyelése a magyar korona területén. I. rész. 1871—1873. Ára 20 kr.
- II. Konkoly Miklós. Hulló csillagok megfigyelése a magyar korona területén. II. rész. 1874—1876. Ára 20 kr.
- III. Az 1874. V. (Borelly-féle) Üstökös definitív pályaszámítása. Közlök dr. Gruber Lajos és Kurländer Ignác kir. observatorok. 10 kr.
- IV. Schenzl Guido. Lehajlás meghatározások Budapesten és Magyarországon délkeleti részében. 20 kr.
- V. Gruber Lajos. A november-havi hullócsillagokról. 20 kr.
- VI. Konkoly Miklós. Hulló csillagok megfigyelése a magyar korona területén 1877-ik évben. III. Rész. Ára 20 kr.
- VII. Konkoly Miklós. A napfoltok és a napfelületének kinézése 1877-ben. Ára 20 kr.
- VIII. Konkoly Miklós. Mercur átvonulása a nap előtt. Megfigyeltetett az ó-gyallai csillagdán 1878. május 6-án 10 kr.

Hetedik kötet.

- I. Konkoly Miklós. Mars felületének megfigyelése az ó-gyallai csillagdán az 1877-iki oppositio után. Egy táblával. 10 kr.
- II. Konkoly Miklós. Alló csillagok szinképének mappirozása. 10 kr.
- III. Konkoly Miklós. Hullócsillagok megfigyelése a magyar korona területén 1878-ban. IV. rész. Ára 10 kr.
- IV. Konkoly Miklós. A nap felületének megfigyelése 1878-ban az ó-gyallai csillagdán. 10 kr.
- VI. Hunyady Jenő. A Möbius-féle kritériumokról a kúpszeletek elméletében. 10 kr.
- VII. Konkoly Miklós. Spectroscopicus megfigyelések az ó-gyallai csillagvizsgálón 10 kr.